

Проявление кварковых кластеров в образовании кумулятивных протонов в эксперименте по фрагментации ионов углерода

Б. М. Абрамов, П. Н. Алексеев, Ю. А. Бородин, С. А. Булычев, И. А. Духовской, А. П. Крутенкова¹⁾,
В. В. Куликов, М. А. Мартемьянов, М. А. Мацок, Е. Н. Турдакина, А. И. Ханов

Институт теоретической и экспериментальной физики им. Алиханова, 117218 Москва, Россия

Поступила в редакцию 4 марта 2013 г.

В эксперименте ФРАГМ на тяжелоионном ускорительном комплексе ТВН-ИТЭФ измерены выходы протонов под углом 3.5° при фрагментации ионов углерода с энергиями $T_0 = 0.6, 0.95$ и 2.0 ГэВ/нуклон на бериллиевой мишени. Данные представлены в виде зависимостей инвариантного сечения выхода протонов от кумулятивной переменной x в диапазоне $0.9 < x < 2.4$. Спектры протонов перекрывают шесть порядков по величине инвариантного сечения. Они проанализированы в рамках теоретического подхода фрагментации кварковых кластеров с функциями фрагментации, полученными в модели кварк-глюонных струн. Оценены вероятности существования многокварковых кластеров в ядре углерода. Они составляют для шестикварковых кластеров 8–12%, а для девятикварковых – 0.2–0.6%. Проводится сравнение с оценками кварковых эффектов, выполненными другими методами.

DOI: 10.7868/S0370274X13080018

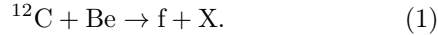
Введение. С момента обнаружения кумулятивного эффекта в 70-х годах прошлого века [1, 2] вопрос о природе кумулятивных частиц все еще остается предметом дискуссии. Происхождение кумулятивных частиц связывается с существованием в ядрах флуктуаций плотности ядерной материи. Рассматривались флуктоны [3], кластеры [4], малонуклонные корреляции [5], возбужденные дибарионы [6] и т.д. В работах [7, 8] обращается внимание на то, что перерасеяния промежуточных частиц также могут давать вклад в образование кумулятивных частиц. Современные теоретические подходы (см., например, [9]) связывают кумулятивный эффект с вкладом многокварковых состояний. Эти состояния (прежде всего шестикварковые) привлекаются при рассмотрении фазовых переходов ядерной материи при высоких плотностях. При промежуточных энергиях [10] образование многокварковых кластеров в холодной и горячей барионной материи размывает границу между адронной и кварк-глюонной фазами. Вероятность образования двухнуклонного флуктона в ядре ^{12}C впервые была оценена в [11] на основе экспериментальных данных по кумулятивному рождению пионов при промежуточных энергиях. Ее величина качественно согласуется с теоретическим значением вероятности существования кваркового кластера в ядре, полученным позже в [12] в кварковой кластерной модели. Подобная модель, в которой функции фраг-

ментации кварковых кластеров были вычислены в модели кварк-глюонных струн, успешно использована в [4] для описания инклюзивных спектров K^- , π -мезонов и антипротонов в адрон-ядерных взаимодействиях. Ионные пучки открывают новые возможности для изучения кумулятивного эффекта. Одним из авторов статьи [4], А.Б. Кайдаловым, было предложено использовать данные нашего эксперимента ФРАГМ [13, 14] для экспериментальной оценки вероятности существования многокварковых кластеров в ядрах. В указанном эксперименте кумулятивные протоны измеряются в обратной кинематике, т.е. в области фрагментации налетающего ядра. Это дает определенные преимущества перед традиционно используемыми измерениями в области фрагментации мишени. Во-первых, релятивистское сжатие протонов, вылетающих вперед, позволяет значительно увеличить телесный угол регистрации протонов в системе покоя фрагментирующего ядра при фиксированном захвате, что обеспечивает большую светосилу установки. И во-вторых, в обратной кинематике нет проблем с регистрацией протонов, покоящихся в системе покоя налетающего ядра, так как они имеют лабораторный импульс, близкий к импульсу на нуклон ядра-снаряда. Это дает привязку к нуклонной компоненте ядра, практически не реализуемую при фрагментации ядра мишени. Измерения кумулятивных протонов в обратной кинематике создают и определенные трудности. Последние связаны с регистрацией протонов с импульсом в несколько раз

¹⁾e-mail: anna.krutenkova@itep.ru

большим, чем импульс на нуклон налетающего ядра.

Эксперимент. В эксперименте ФРАГМ на ускорительном комплексе ТВН (тераваттный накопитель) ИТЭФ изучаются выходы ядерных фрагментов при фрагментации ионов углерода на внутренней бериллиевой мишени:



Основной целью эксперимента является получение данных при больших импульсах ядерных фрагментов f . В настоящей работе анализируются спектры протонов ($f = p$) из реакции (1), полученные при начальных кинетических энергиях ионов углерода $T_0 = 0.6, 0.95$ и 2.0 ГэВ/нуклон. Измерение импульсных спектров при разных энергиях дает возможность проследить энергетическую зависимость их параметров. Экспериментальная установка (рис. 1) создана

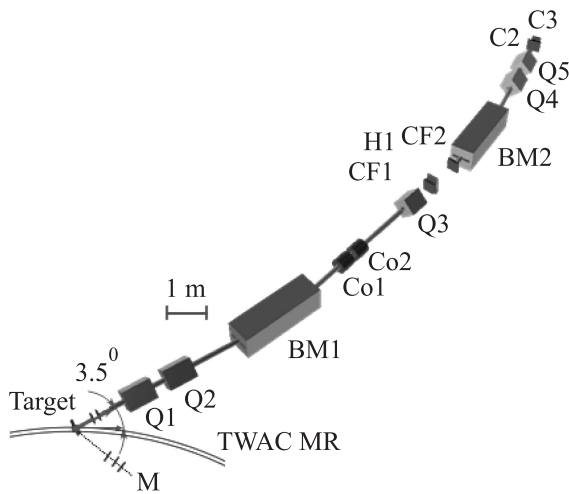


Рис. 1. Схема экспериментальной установки ФРАГМ: TWAC MR – основное кольцо ТВН, Target – мишень, M – монитор, Q1–Q5 – квадрупольные линзы, BM1 и BM2 – отклоняющие магниты, Co1 и Co2 – коллиматоры, CF1, CF2, H1, C2 и C3 – сцинтилляционные счетчики

на базе двухступенчатого магнитооптического канала, расположенного под углом $\theta = 3.5^\circ$ к внутреннему пучку ионов в ускорительном кольце ИТЭФ. В качестве мишени использовалась узкая вертикальная полоска из 200-микронной Ве-фольги. Это позволяло одновременно иметь как высокую светимость за счет многократного прохождения ионов через мишень, так и малые размеры источника для полного использования высокого импульсного разрешения канала. Первая ступень канала состояла из дублета квадрупольных линз Q1, Q2, отклоняющего магнита

BM1 и полевой ахроматизирующей квадрупольной линзы Q3, расположенной в первом фокусе канала, находившемся в 26 метрах от мишени. Вторая ступень содержала отклоняющий магнит BM2 и дублет квадрупольных линз Q4, Q5. Эта ступень перефокусировала изображение пучка из первого фокуса во второй, расположенный в 16 метрах от первого. В первом фокусе располагался сцинтилляционный годоскоп H1 с двадцатью вертикальными и восемью горизонтальными элементами размером $20 \times 1 \times 1$ см³ для измерения профилей пучка. Этот годоскоп позволял уточнить импульс фрагмента до 0.2%, используя фокусирующие свойства магнитооптического канала, при полном импульсном захвате $\pm 3\%$. В первом и втором фокусах также располагались сцинтилляционные счетчики CF1, CF2 и C2, C3, которые использовались для амплитудных и времяпролетных измерений. Каждый счетчик просматривался двумя ФЭУ с противоположных сторон для компенсации их геометрических размеров при времяпролетных измерениях. В качестве триггера использовалось совпадение сигналов со счетчиков первого и второго фокуса. По сигналу триггера вся информация считывалась с системы САМАС в компьютер, работающий под операционной системой LINUX. Программа сбора данных базировалась на пакете ROOT [15]. В качестве монитора M использовалось совпадение с трех сцинтилляционных счетчиков, смотрящих непосредственно на мишень ускорителя под углом около 2° .

Протоны выделялись на корреляционных распределениях заряда, снятого со счетчика (функция заряда фрагмента), и времени пролета (функция массы фрагмента). В качестве примера на рис. 2 приведено корреляционное распределение для энергии ионов 0.6 ГэВ и импульса магнитооптического канала 2.15 ГэВ/с. Отчетливо видны группы событий, соответствующие вылетающим из мишени фрагментам: изотопам водорода, гелия, лития, бериллия, бора и углерода. При каждой энергии ионов выходы протонов измерялись путем сканирования по импульсу канала с шагом 25–200 МэВ/с. Эффективность установки вычислялась по программе, созданной на базе пакета GEANT4 [16, 17] (версия 4.9.4). Программа осуществляла точную проводку заряженных частиц в магнитооптическом канале и учитывала эффекты многократного рассеяния, ионизационных потерь и поглощения в веществе детекторов.

Анализ данных. На рис. 3–5 для энергий $T_0 = 0.6, 0.95$ и 2.0 ГэВ/нуклон приведены зависимости инвариантного сечения выхода протонов $\sigma_{\text{inv}} =$

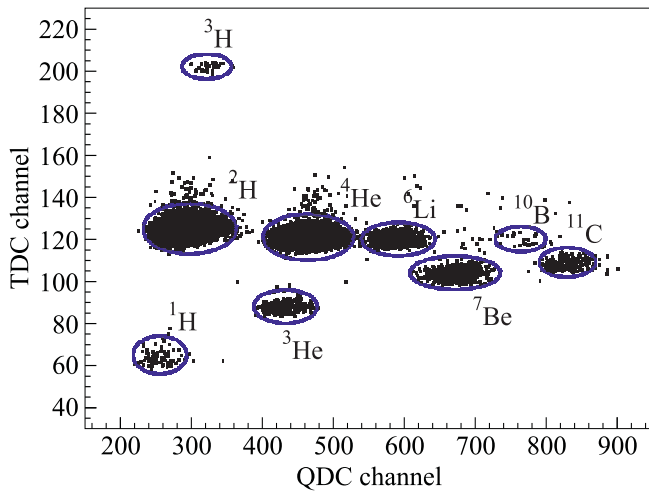


Рис.2. Корреляционное распределение заряда с одного из сцинтилляционных счетчиков (QDC) и времени пролета базы в 16 м (TDC). Энергия ионов 600 МэВ/нуклон, жесткость фрагментов 2.15 ГэВ/с

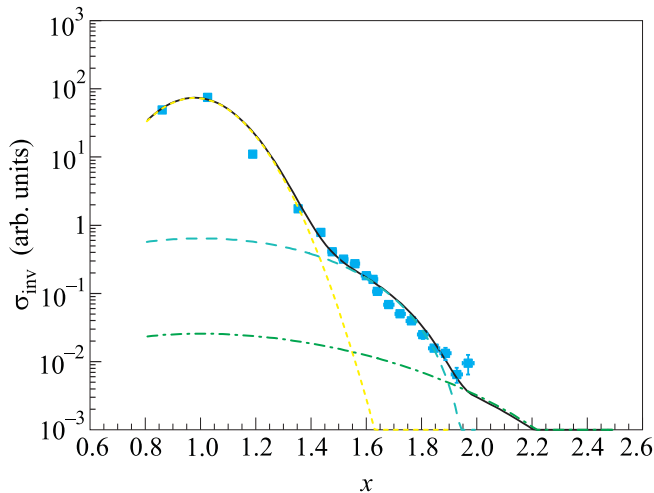


Рис. 3. Инвариантное сечение σ_{inv} выхода протонов при фрагментации ядра ^{12}C при энергии 0.6 ГэВ/нуклон как функция кумулятивной переменной x . Сплошная кривая – фит формулой (2). Вклады одно-, двух- и трехнуклонных кластеров показаны штриховой, пунктирной и штрихпунктирной линиями соответственно

$= (E/p_0)d^2\sigma/dxd(p_t^2)$ от кумулятивной переменной $x = p/p_0$ (где p_0 – импульс на нуклон ядра углерода, p – лабораторный импульс протона, а p_t – перпендикулярная составляющая импульса по отношению к налетающему иону углерода). Данные перекрывают 6 порядков по величине инвариантного сечения, тогда как данные наиболее точного предыдущего эксперимента [18] – не более чем 3 порядка.

В области максимума ($x \approx 1.0$) форма спектров близка к гауссовой, как и предсказывается статисти-

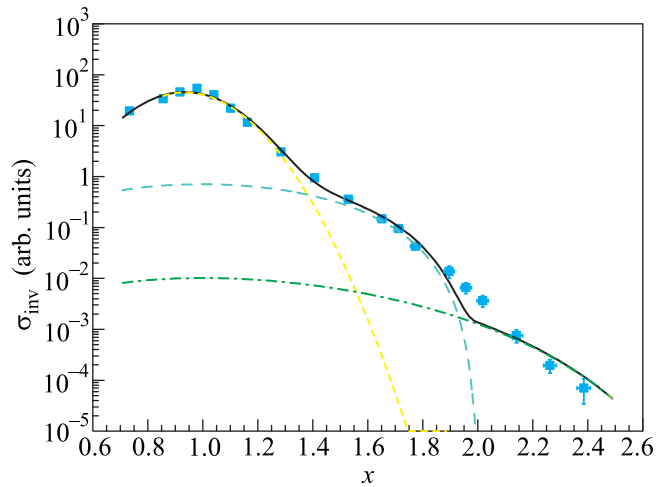


Рис.4. То же, что и на рис.3, при энергии 0.95 ГэВ/нуклон

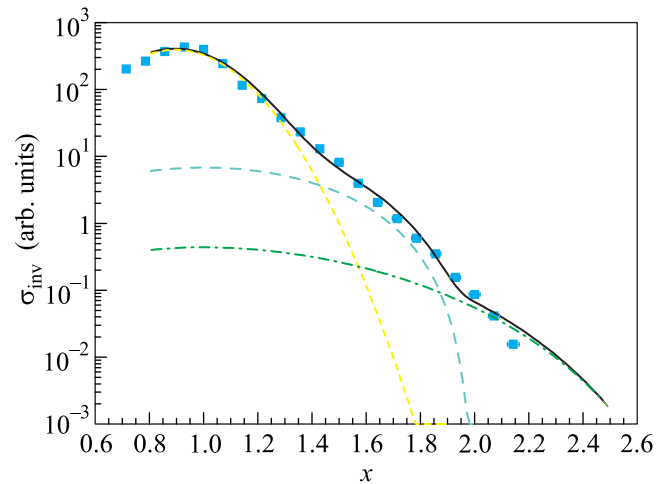


Рис.5. То же, что и на рис.3, но при энергии 2.0 ГэВ/нуклон

ческими моделями. Однако уже при $x \geq 1.3$ спектры становятся экспоненциальными, что характерно для кумулятивных процессов.

Как уже отмечалось, наиболее успешным подходом к проблеме образования кумулятивных частиц является кварковая кластерная модель [4]. Эта модель использовалась для описания выхода кумулятивных пионов, каонов и антипротонов. Однако для протонов подобный анализ не проводился. Надежная идентификация одонуклонной компоненты в экспериментах в обратной кинематике позволяет применить подобный анализ и для протонов. В рамках этой модели в ядре существуют кластеры, состоящие из $3k$ ($k = 1, 2, 3, \dots$) валентных кварков. Обычная нуклонная компонента ядра отвечает $k = 1$. Обозначим вероятность существования таких кластеров в

ядре, состоящем из A нуклонов, через w_k , причем $\sum_{k=1}^{A-1} w_k = 1$. Поскольку вклад кластеров в наблюдаемые процессы уменьшается с увеличением k , ограничимся значениями $k = 1, 2, 3$ и представим инвариантное сечение в виде суммы трех членов:

$$\sigma_{\text{inv}} \propto G w_1 g(x, p_t^2) + w_2 b_2(x, p_t^2) + w_3 b_3(x, p_t^2), \quad (2)$$

где g , b_2 и b_3 – функции фрагментации кварковых кластеров в протоны. При этом

$$g(x, p_t^2) = \exp\{-0.5[(1 - \Delta) - x]^2/\sigma_x^2\} \exp(-0.5p_t^2/\sigma_p^2). \quad (3)$$

Функции b_2 и b_3 предсказываются в модели кварк-глюонных струн:

$$b_2(x, p_t^2) = \begin{cases} B_2(x/2)^3(1-x/2)^3 \exp(-\alpha_1 p_t^2), \\ 0, x \notin [0, 2], \end{cases} \quad (4)$$

$$b_3(x, p_t^2) = \begin{cases} B_3(x/3)^3(1-x/3)^6 \exp(-\alpha_2 p_t^2), \\ 0, x \notin [0, 3]. \end{cases} \quad (5)$$

Величины G , B_2 и B_3 – известные нормировочные константы. Первая из них определена нормировкой гауссиана:

$$G = (4\sqrt{2\pi}\sigma_x\sigma_p^2)^{-1}, \quad \sigma_p = \sigma_x m_p p_0 / (T_0 + m_p). \quad (6)$$

Две другие константы, B_2 и B_3 , определяются из условий

$$\int_0^\infty \int_0^\infty b_i(x, p_t^2) dx dp_t^2 = i/2, \quad i = 2, 3. \quad (7)$$

Значения параметров наклонов сечения по p_t^2 , $\alpha_1 = 5$ (ГэВ) $^{-2}c^2$ и $\alpha_2 = 3$ (ГэВ) $^{-2}c^2$, были извлечены нами из данных работы [18] и экстраполированы в область наших измерений.

Результаты фитирования экспериментальных данных формулой (2) при энергиях ионов 0.6, 0.95 и 2.0 ГэВ приведены на рис. 3–5. Фитирующие кривые даны сплошной линией, вклады однонуклонной (3*q*) компоненты, двухнуклонных (6*q*) и трехнуклонных (9*q*) кластеров – штриховой, пунктирной и штрихпунктирными линиями (q – кварк). Параметрами фита являлись среднее значение $1 - \Delta$ и среднеквадратичное отклонение σ_x гауссиана, а также вероятности w_2 и w_3 , связанные с w_1 соотношением $w_1 + w_2 + w_3 = 1$. Полученные вероятности w_2 и w_3 существования кварковых кластеров в ядре углерода приведены в таблице. Вероятность суще-

Результаты фита распределений с рис. 3–5^{*})

T_0 , ГэВ/нуклон	p_0 , ГэВ/нуклон	x_{max}	w_2	w_3
0.60	1.22	1.95	.077(10)	.004(2)
0.95	1.6	2.4	.119(17)	.002(1)
2.00	2.72	2.15	.098(18)	.006(1)

^{*}) T_0 и p_0 – кинетическая энергия налетающего ядра и его импульс на нуклон, x_{max} – максимальная достигнутая величина x , вероятности w_2 и w_3 для ядра углерода определяются в тексте. В скобках приведены только статистические ошибки фита

ствования двухнуклонных кластеров, полученная при разных энергиях налетающего иона, меняется в пределах 7.7–11.9%, а трехнуклонных – в пределах 0.2–0.6%, что совместимо как с приведенными статистическими ошибками фита, так и с ожидаемой независимостью этих вероятностей от энергии иона. Здесь надо отметить, что полученные вероятности существования кварковых кластеров в ядре углерода следует рассматривать только как оценки этих величин. Это связано с трудностями учета систематических неопределенностей теоретического подхода. Прежде всего это относится к функциям фрагментации (4) и (5), которые получили надежное обоснование в модели кварк-глюонных струн только в граничных областях около $x = 0$ и $x = 2$ и 3. Вычисление функций фрагментации во всей области x остается пока не решенной проблемой модели. И использованные же функции фрагментации являются простейшими (и широко используемыми) функциями, удовлетворяющими вышеупомянутому граничным условиям. Кроме того, на рис. 3–5 при $x > 1.3$ можно заметить некоторое волнообразное поведение фитирующей функции относительно чисто экспоненциального спада инвариантного сечения, наблюдаемого в эксперименте. Следовательно, модель не учитывает каких-то небольших эффектов, сглаживающих поведение функций фрагментации. Один из таких эффектов очевиден. Это внутреннее движение двух- и трехнуклонных кластеров в ядре, которое не учитывается в данном подходе. Надо надеяться, что совершенствование многокваркового кластерного подхода позволит преодолеть указанные трудности. Важным результатом проведенного анализа является демонстрация возможности использования данных по выходу кумулятивных протонов в обратной кинематике (при фрагментации налетающего ядра) для определения вероятностей существования многокварковых кластеров в ядрах. Полученные величины w_2 могут быть согласованы как с величиной 6%, определенной в [11] при анализе данных по кумулятивным пионам, так и с теоре-

тическими предсказаниями [12] (12.5%). Однако величина w_3 оказывается намного меньше предсказываемых в [12] 2.6%. Значения w_2 (w_3) могут быть сопоставлены с вероятностями существования двухнуклонных (трехнуклонных) корреляций в ядрах, полученными в эксперименте JLab по рассеянию электронов на ядрах [19] и составившими $19.3 \pm 4.1\%$ и $0.55 \pm 0.17\%$ для ядра углерода. Близость наших величин к результатам эксперимента [19] может свидетельствовать в пользу единой природы кварковых кластеров и короткодействующих нуклонных корреляций в ядрах.

Авторы благодарят К.Г. Борескова, О.В. Канчели, Ю.Т. Киселева, В.К. Лукьянова и И.И. Цукермана за полезные обсуждения. Мы также признательны персоналу ТВН ИТЭФ и техническому персоналу эксперимента ФРАГМ. Работа выполнена при финансовой поддержке РФФИ (грант # 12-02-01111а).

1. А. М. Балдин, ЯФ **18**, 79 (1973).
2. Ю. Д. Баюков, Л. С. Воробьев, Г. А. Лексин и др., ЯФ **18**, 1246 (1973).
3. Д. И. Блохинцев, ЖЭТФ **33**, 1295 (1957).
4. A. V. Efremov, A. B. Kaidalov, G. I. Lykasov, and N. V. Slavin, ЯФ **57**, 932 (1994).
5. M. I. Strikman and L. L. Frankfurt, JETP Lett. **30**, 346 (1979).
6. В. И. Кукулин, ЯФ **74**, 1594 (2011).
7. В. Б. Копелиович, Письма в ЖЭТФ **23**, 348 (1976).
8. M. A. Braun and V. V. Vechernin, J. Phys. G. Nucl. Part. Phys. **19**, 517 (1993).
9. M. I. Krivoruchenko, D. K. Nadyozhin, T. L. Rasinkova et al., Phys. Atom. Nucl. **74**, 371 (2011); arXiv:1006.0570v2.
10. H. J. Pirner and J. P. Vary, Phys. Rev. C **84**, 015201 (2011).
11. V. V. Burov, V. K. Lukyanov, and A. I. Titov, Phys. Lett. B **67**, 46 (1977).
12. M. Sato, S. A. Coon, H. J. Pirner, and J. P. Vary, Phys. Rev. C **33**, 1062 (1986).
13. B. M. Abramov, P. N. Alekseev, Yu. A. Borodin et al., J. Phys.: Conf. Ser. **381**, 012037 (2012).
14. Б. М. Абрамов, Ю. А. Бородин, С. А. Булычев и др., Изв. РАН. Сер. физ. **75**, 536 (2011).
15. I. Antcheva, M. Ballintijn, B. Bellenot et al., Comput. Phys. Commun. **182**, 1384 (2011).
16. J. Allison, J. Apostolakis, M. Asai et al., IEEE Trans. Nucl. Sci. **53**, 270 (2006).
17. S. Agostinelli, J. Apostolakis, M. Asai et al., Nucl. Instrum. Meth. A **506**, 250 (2003).
18. L. Anderson, W. Bruckner, E. Moeller et al., Phys. Rev. C **28**, 1224 (1983).
19. K. S. Egiyan et al. (CLAS Collaboration), Phys. Rev. Lett. **96**, 082501 (2006).